



TITLE:

縦渦による超音速混合・燃焼の促進制御 (乱流構造の数理解析: 発生・動力学・統計・応用)

AUTHOR(S):

西岡, 通男

CITATION:

西岡, 通男. 縦渦による超音速混合・燃焼の促進制御 (乱流構造の数理解析: 発生・動力学・統計・応用). 数理解析研究所講究録 2001, 1226: 39-47

ISSUE DATE:

2001-07

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/41382>

RIGHT:

縦渦による超音速混合・燃焼の促進制御

大阪府立大学工学研究科 西岡通男 (Michio Nishioka)

Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University

1. まえがき

一般に燃焼や化学反応の効率をよくするには反応に加わる異種流体を分子レベルで親密に接触させた混合状態をつくる必要がある。このような混合のプロセスは異種流体の境界における運動が乱流の場合には速やかに進み、層流とは比較にならない。層流であれ、乱流であれ、親密な混合は分子運動によるが、乱流の場合には大小さまざまな渦の働きで流体粒子が複雑に移動するために異種流体の境界が絶え間なく入り込み、それによって接触面の面積が急増し、混合が促進される。物質・熱・エネルギー・運動量を輸送する能力に優れた乱流の特性はこのような渦運動の寄与による。渦には音波（渦騒音）を発生する作用もある。それゆえ、人為的に渦運動のスケールや強さを操作することによって、混合を促進したり、渦騒音の発生を抑制したりできる。本稿ではそのような人為的な渦操作を必要とする超音速混合・燃焼促進の問題を扱う。

将来のスペースプレーン（極超音速機）のエンジンを開発するための重要な技術課題として、超音速混合の促進制御の問題が注目されている。このエンジンは空気吸入タイプであるが、従来のジェットエンジンにおけるように吸入空気を圧縮する過程で亜音速流にまで減速させるのではなく、飛行マッハ数の $1/3$ 程度の超音速流中で燃料の水素を燃焼させる方式が考えられている¹⁾。その理由は、マッハ数 $M \geq 6$ の極超音速流を亜音速に減速させると、強い衝撃波が発生し、総圧損失が増すと同時に激しい温度上昇により空気が解離し、燃焼効率が著しく低下するからである。この超音速燃焼エンジン（supersonic combustion ramjet engine）、すなわち、スクラムジェット（scramjet）においては、吸入空気流のエンジン内滞留時間は当然極めて短く、 1 ms かそれ以下である。そこで、いかに速やかに燃料を超音速空気流と混合させ燃焼に導くかが重要な鍵となる。

混合の促進には前述のとおり、乱流渦の利用が最も合理的である。しかし、超音速域では、圧縮性の影響で混合層の乱流混合が著しく低下するという困難に直面し、人為的に乱流混合を促進させる制御技術が求められているのである。しかも、エネルギー

一損失をできるだけ抑える必要があり，乱流渦の生成において強い衝撃波の発生はできる限り回避したい．このような超音速混合の促進制御の技術はまったく未開拓であり，乱流制御の基礎的な課題として非常に興味深い．もちろん，スクラムジェットだけに限られるものではなく，超音速エジェクタやガスダイナミックレーザ技術，あるいは，低速域での乱流制御にも直結する重要な課題であり，20 年余にわたって研究が継続されているが，最近の解説²⁾にあるとおり，飛躍的な進展は将来に残されているといえる．

それでは，まず，超音速混合層における圧縮性の影響について述べる．

2. 超音速混合層の不安定性と横渦・斜め渦の挙動

流速の異なる二つの互いに平行な一様流（高速側速度 U_1 ，密度 ρ_1 ，低速側速度 U_2 ，密度 ρ_2 ）が接触するとき，その境界に沿って形成される剪断流れを 2 次元混合層と呼ぶ．速度分布は，層流か乱流かに係わらず， $\tanh y$ (y は境界面に直角方向の座標) にほぼ相似であり，変曲点をもつ．これは異種流体の接触面近傍の流れを最も単純化したモデルである．

非圧縮混合層においては周知のように，大規模横渦（ブラウン・ロシュコ渦）とそれに重畳する小規模縦渦列がこのような混合層の成長を支配し，激しい混合場をつくる．同様な横渦が超音速域で生じたとすると，圧縮性の影響は衝撃波の形成という形で現れる可能性がある．それは，横渦と一緒に流下する座標系から見たとき，淀み点（サドル点）に向かう流線上で流速が超音速となる領域が存在する場合である．これは横渦の流下速度 U_c と主流速度 U_1 ， U_2 との相対速度が超音速の場合であり，その超音速流が淀み点に向かう場合には，当然，そこに達する前に衝撃波が発生する．勿論それは横渦の強さに依存するが，実際に衝撃波が現れるか否かにかかわらず，次に定義する移流マッハ数 M_{c1} ， M_{c2} が圧縮性の影響の指標となることが納得できる．すなわち， a_1 ， a_2 を各主流中での音速とすると， $M_{c1} = (U_1 - U_c) / a_1$ ， $M_{c2} = (U_c - U_2) / a_2$ ，である．淀み点に至るまで等エントロピ的で，比熱比 γ が等しい ($\gamma_1 = \gamma_2$) と仮定すると， $U_c = (a_2 U_1 + a_1 U_2) / (a_1 + a_2)$ ， $M_{c1} = M_{c2} = (U_1 - U_2) / (a_1 + a_2)$ ，が成り立つ．さて，移流マッハ数が超音速の場合について 2 次元流の数値計算を行えば，強い横渦の形成に伴い衝撃波が発生することが確認できる．一方，実験では，圧縮性の影響が顕著なると横渦の成長は顕著に抑制され，斜め渦が成長することが観察されている．

混合の度合いを直接測定することはなかなか厄介である．そこで，実験では，混合層の厚さが流れ方向に増す割合（成長率）に注目する．この成長率は混合の度合いを直接示す量ではない．しかし，連行量を見る指標としては有用である．混合層の成長

率を移流マッハ数を導入して最初に調べたのは Bogdanoff³⁾である。その後の Chinzei, Masuya, Komuro, Murakami, および Kudou⁴⁾, Papamoschou と Roshko⁵⁾ らによってこの点がさらに詳しく調べられた。これらの結果によると、圧縮性の影響が現れ始める移流マッハ数は 0.25 から 0.30 の程度であり、この値を超えて増すと、混合層の成長率は急減する。0.8 付近では非圧縮流の値の 25~20%程度にまで減少し、超音速域に入ってもその後は大きく減少しないことがわかった。興味深いことに、この傾向は、混合層の平均速度分布に基づく線形不安定（変曲点不安定）の最大増幅率が示す傾向とほぼ一致する³⁾。

圧縮性の影響によって、混合層の乱流渦構造に顕著な変化が生じることをミー散乱法で瞬間の流れ場の種々の断面を可視化して捕らえたのは Clemens と Mungal⁶⁾である。移流マッハ数が 0.28 の場合に非圧縮流と同様に混合層を支配する大規模横渦は、移流マッハ数が増すに従って存在が弱くなり、0.79 では全く目立たなくなる。つまり、圧縮性の影響が大きくなると横渦は強く抑制され、これに代わって 3 次元的な渦（縦渦成分をもつ斜め渦構造、波動の段階は斜行波）が混合層を支配するようになる。移流マッハ数が 0.86 の混合層について、2 本の静圧管で相関を測った Samimy, Reeder および Elliott⁷⁾は、斜め渦が Λ 型（ヘアピン）形状をもつと示唆している。

これらの従来の実験によると、横渦の成長は移流マッハ数が 1 に至るまで可能なようであるが、0.6 あたりから 3 次元渦（斜め渦）の影響が顕著になる。そして 0.8 ~ 1 を越すと、ほぼ完全に 3 次元渦に支配され、混合層の成長率は非圧縮流の値の 1/4 から 1/5 倍にまで減少する。

超音速混合層の不安定性に関する重要な特徴は、主流マッハ数がある上限を越すと主流に相対的に亜音速で伝播する 2 次元攪乱（亜音速攪乱）は存在し得ない点であり、また、相対的に超音速で伝播する攪乱（超音速攪乱）が現れる点である（Jackson と Grosch⁸⁾参照）。変曲点不安定に関する定性的な考察では、混合層を速度の不連続面とし、それが正弦波的な攪乱を受けるときの流れを、攪乱とともに流下する座標をとり、波状壁に沿う非粘性流として扱って不連続面（波状壁）両側の圧力を計算するモデルがよく採用される。このモデルに基づき考えると、亜音速攪乱の場合には確かに両側の圧力差は不連続面の波打ちを助長し、増幅する方向に働く。ところが、超音速攪乱の場合には両側の圧力はどこでも等しくなり、波打ちを増大させる働きは生まれず、攪乱は高々中立的であって、増幅は生じない。超音速攪乱が増幅に不利であることは、このような単純な波状壁モデルから推測できる。さて、主流方向に伝播すると限定した場合には超音速攪乱しか存在し得ない主流条件の下でも、攪乱が主流と角度 θ をなす方向に伝播するなら、その方向の主流成分に対して亜音速攪乱となる可能性が常に

ある．斜行する攪乱（斜行波）の方が移流マッハ数は小さくなり，それが亜音速の場合には当然増幅が可能となる．つまり「斜行」は，翼に後退角を与えて圧縮性の影響を緩和するのと同様の働きをもつといえる．

Sandham と Reynolds⁹⁾は，混合層の線形不安定性について時間増幅型と空間増幅型の計算を行い，最大増幅攪乱のタイプは移流マッハ数が 0.6 以下では 2 次元波動であり，それ以上では斜行波であって，その伝播方向 θ は， $M_c \cos \theta = 0.6$ ，の関係をほぼ満たすと指摘している．また，攪乱の非線形発達を調べた 2 次元の数値シミュレーションでは，移流マッハ数が 0.7 以上になると攪乱の成長に伴って衝撃波が発生すること，渦構造は体積変化率（dilatation）とバロクリニックトルクの働きにより発達が抑制され，流れ方向に伸びた縦長の形になること，などの結果を得ている．彼等はさらに 3 次元シミュレーション¹⁰⁾で攪乱の非線形発達を計算しているが，2 次元の結果とは顕著に異なり，移流マッハ数が 0.8, 1.05 においても衝撃波は全く現れていない．その理由は，3 次元の場合には，横渦の成長が抑制される移流マッハ数域で斜め渦（ Λ 型渦）の成長が卓越し，それが混合層を支配するようになるからであり，このような支配構造の変化により圧縮性の影響が緩和され，衝撃波の発生が回避されと考えられる．

3. 縦渦を用いた超音速混合・燃焼の促進制御

圧縮性の影響を緩和させ，超音速混合を促進させる渦構造としては，ここまで述べてきたことから分かるように，主流方向の渦軸をもつ縦渦がもっとも効果的である．

そこで，筆者らは縦渦がスパン方向に並んだ渦列を用いて超音速混合を促進させる手法を提案し^{11, 12)}，実験と圧縮性 N-S 方程式に基づく数値計算の両面から縦渦列を調べてきた．主流マッハ数が 2.4, 2.5, 4.0 の実験により種々のスケールおよび循環強さもった縦渦列（同方向回転の列や交互逆回転の列）が極めて容易に超音速主流中に導入できることをまず示した．縦渦導入ストラットとして，断面が二重楔，その前半部（上流側半分）は対称な楔であり，後半部（下流側半分）は上向きと下向きスローブ面（片側は主流に平行な面）が一定の幅でスパン方向に交互に並ぶ形状を採用すると，縦渦生成に必要なスリップ流が導入でき，しかも各後縁から向きが交互に変わる弱い斜め衝撃波が発生して縦渦の迅速な形成に役立つこと^{13, 15)}，その縦渦が形成段階において非圧縮性混合層に匹敵する連行作用を有し，かつ，乱流境界層の小スケール渦を縦渦内に容易に取り込むことができ，混合促進に効果的であること^{13, 15, 16)}，縦渦間の干渉が混合促進に効果的であること^{14, 16)}，このような縦渦列の各縦渦要素の中心に水素噴流を注入すると，超音速燃焼（主流マッハ数 2.5，主流速度約 1500m/s）

が実現でき、しかも縦渦を伴わない水素噴流だけの場合に比べて燃焼による圧力上昇分が200%達すること^{18, 25, 26)}、構造的に不安定な縦渦を用いると、一気に小スケール渦に崩壊し混合に有利な流れ場が迅速に生まれる可能性があること¹⁷⁾などを明らかにしてきた。

超音速流の特徴を生かすと、前述の通り、縦渦を超音速主流中に容易に導入できる。縦渦の形成時間は十分に短く、また形成段階において強い連行作用が得られる。上向き、下向きスロープ面に沿う速度ベクトルの主流に垂直な成分を v とすると、スリップ流の相対速度は $2v$ であり、縦渦の循環 Γ は $2vh$ と表される。ここで h はスリップ流の幅（楔の厚さ）を表す。したがってスロープの角度や立壁間隔を調節すれば、縦渦のスケールや循環の強さを容易に制御できる。非燃焼の実験¹³⁾（主流マッハ数2.5, 主流速度567m/s）では $v=120\text{m/s}$, $h=8\text{mm}$, $\Gamma=1.92\text{m}^2/\text{s}$ である。縦渦導入ストラットの厚さ（ h ）などの寸法は燃焼実験^{18, 25, 26)}でも同程度である。

縦渦導入ストラットの前縁衝撃波や後縁衝撃波は、総圧損失の観点から言えば十分に微弱であり、その造波抵抗も評価できる。前縁半頂角 θ が0.0994ラジアンと十分に小さいので、非粘性流れを仮定するときの造波抵抗係数（基準面積はモデルのコード長とスパン長の積）は簡単な表式、 $C_D=6\theta^2/(M^2-1)^{0.5}$ で表され、 $M=2.5$ のとき $C_D=0.0258$ である。また、これに伴う衝撃波による総圧損失は高々1%の程度である。もっとも、混合により必ず総圧損失が生じるので、不必要な領域での乱流渦の生成を極力避けることが総圧損失低減の要点として重要で、この意味においても、ここで提案している縦渦は最適である。つまり分子レベルで混合させるべき異種流体（例えば燃料水素と空気）を縦渦形成段階の強い連行作用を利用してまず縦渦内に取り込む。そして縦渦内に小スケールの渦運動励起し、分子レベルの混合を促進させるために接触面積を一気に増大させるのである。このようにすれば、不必要な領域での乱流渦の生成を避けることができる。

したがって、縦渦内に小スケールの渦運動励起することが重要になる。しかし、一般に縦渦はかなり安定な構造をもつ。小スケールの運動を一気に励起するには、この安定な縦渦を崩壊させる工夫が求められる。その方法として筆者らが注目し、調べてきたことをまとめると、（1）縦渦に巻き込まれる境界層をあらかじめ乱流化し、乱流境界層内の小スケール渦を利用して縦渦を崩壊に導く、（2）境界層にあらかじめ小スケールの縦渦を導入する、（3）縦渦列を導入し、スケールの異なった縦渦を組合わせて縦渦間の干渉、縦渦と剪断層の干渉を促す、（4）複数の縦渦列（例えば2列）を干渉させて崩壊に導く、（5）内部構造および回転方向の組み合わせを工夫し、縦渦を不安定化させ、小スケール渦に崩壊させる、（6）縦渦内の混合場や縦渦と弱い衝撃波と

の干渉場でバロクリニクトルクにより小スケール渦を生成させて崩壊に導く、などである。特に（１）～（５）については前述のように実験と数値計算で調べてきた。

さて、縦渦を用いた超音速混合制御に関する従来の研究成果について述べる。Naughton, Catafesta と Settles¹⁹⁾ は主流マッハ数 3.5 の流れにマッハ数 3.0 の噴流を導入し、噴流にスワールによる縦渦成分を導入し、スワールを与えない場合と比較して、混合促進の効果を調べた結果、縦渦によりエントレインメントが 35% 増すと結論している。この実験では噴流が主流と接触する段階で既に縦渦は形成を完了しており、しかも縦渦はかなり安定で、出口から直径の 8 倍程度流下しても顕著な崩れはない。Fernando と Menon²⁰⁾ は風洞壁面に設けた接線吹き口からヘリウムの音速流を主流（マッハ数 2.5）に平行に吹き出した場合の混合層を調べた。そして、噴流出口壁の形状を工夫し噴流内に縦渦（スケールは噴流出口における風洞壁境界層厚さと同程度）を導入した場合には、風洞壁側の亜音速域で乱流運動が活発化し、導入しない場合に比べると、混合層厚さが 2 倍程度厚くなるという結果を得ている。

Northam, Capriotti, Byington と Greenberg²¹⁾ は縦渦と接線噴流を組み合わせ、燃焼条件下での混合を調べている。彼等が unswept ramp injector と呼ぶ燃料噴射モデルは風洞壁設置タイプで、頂角が 10.3 度の楔形状を有し、寸法はスパン方向の横幅が 15.2mm、流れ方向長さ 53.3mm、下流側のベース高さ（ランプ高さ）12.7mm、ベースの中心に設けられた円形噴流口の直径 7.1mm である。もう一つのモデルは長さベース寸法は上記と同一であるが、横幅がベース面から上流に向かって広がるタイプで、それゆえ、両サイドは後退角（80 度）を有し、swept ramp injector と呼ばれる。燃焼風洞の測定部断面は高さ約 38mm、スパン約 88mm、主流マッハ数は 2 および 3、水素噴流のマッハ数は 1.7 である。流れは、モデル設置位置でそのまま風洞壁に沿う部分とランプ壁に沿う部分に別れ、後者の流れはランプの前縁衝撃波により圧縮され、流下とともに両サイドの低圧領域に向かう速度成分が増していく。この傾向はベース面位置に達すると加速され、逆回転縦渦対が生まれ、噴流は縦渦対に巻き込まれる。彼等は、実験から燃焼効率を計算し、また非燃焼流におけるレーザ蛍光法による濃度測定や数値計算により混合を評価しているが、unswept ramp よりも swept ramp の方が強い縦渦をつくるので混合により有利であると結論している。ただし、後者の場合でも、ランプ高さの 3 倍程度下流で生まれた後、縦渦の成長率は急激に低下し、1 2 倍程度下流でも縦渦断面の大きさはほとんど変わらない。

上述のランプ面からの水素噴流に斜め衝撃波が入射すると噴流と空気の境界面ではバロクリニクトルクにより渦度が生まれ、逆回転縦渦対が形成される。Waitz, Marble と Zukoski²²⁾ はこの手法による混合促進を実験（マッハ数 1.7 のヘリウムをマッハ数 6

の主流に噴射)と数値計算の両面から調べている。ピトー圧の測定結果から判断すると縦渦対の形成位置はベース高さの 4~8 倍下流である。彼等は、この縦渦により、ベース高さの 60 倍程度下流で理論当量比に近い混合が達成されると実験と数値計算の結果から結論している。

これらの従来の研究において共通しているのは、いずれの場合も、縦渦が安定で速やかに小スケールの渦に崩壊していない点である。混合を促進させるには先述の(1)~(6)の方法で縦渦を崩壊させる必要がある。したがって、特に縦渦の安定性やその崩壊に関する研究が混合制御の観点から求められる。そこで、筆者らは前述のように、文献 17)において、新しく、低速の混合層の場合に類似の変曲点不安定性が励起される不安定な構造をもつ縦渦を提案した。すなわち、中心軸からの半径を r とすると、 $r_{in} \leq r \leq r_{out}$ の環状領域だけに渦度が存在し、中心軸まわりの領域の渦度はゼロであって、いわば中空の縦渦である。このような渦度分布をもつ縦渦においては、線形安定性の解析結果¹⁷⁾が示すように、時間増幅率のきわめて大きい複数モードの攪乱が成長する。このことは、次に述べるように、攪乱の非線形発達の様子を 2 次元圧縮性 N-S 方程式に基づく数値シミュレーションで調べた結果から明らかである。

縦渦のスケール、循環値、レイノルズ数(マッハ数約 0.4 の最大周速度と環状領域の幅に基づく値: 1.06×10^4)は主流マッハ数が 2.43 の実験¹⁴⁾で観察した縦渦(中空ではなく中実)に合わせている。微小振幅攪乱は、周方向角度を θ 、固有関数を $f(r)$ 、固有値を σ とすると、 $f(r)\exp(m\theta - \sigma t)$ と書ける。ここで、 m は正の整数を、 t は時間を表す。攪乱の時間発展は初期条件として不規則攪乱(ノイズ)を与えて調べた。 $r_{out}=4/85$ に固定し、 $r_{in}=1.5/85; 2.0/85; 2.5/85; 3.5/85$ と変えた場合の計算結果(瞬間の渦度の等値線)をみると、それぞれ $m=3, 4; 3, 4, 5; 4, 5, 6; 5, 6, 7, 8$ の攪乱が競合しつつ成長し、極く短時間(実験における 0.4ms)に複数の孤立渦が生まれ、それらが干渉しあい、合体・融合を繰り返しつつ、混合に有利な複雑な流れ場をつくる様子がわかる。特に $r_{in}=3.5/85$ の場合の攪乱の発展は、低速の 2 次元混合層の場合によく似ている。これらの結果は、循環値は同一にして、渦度が存在する環状領域の幅だけを変えて得られたものであるが、中空縦渦の循環値と渦度分布を変化させると、孤立渦の強さやスケールを幅広く制御できることがわかる。筆者らの燃焼実験^{18, 25, 26)}では、縦渦の形成段階でその中心軸に水素噴流が注入されていて、上述の計算とは条件が同じではない。しかし、その渦度分布は中実分布よりもむしろ中空縦渦(の非線形発達の段階)に近い分布であって、そのことが混合・燃焼の促進に大きく寄与していると筆者は推測している。

4. むすび

本稿では、超音速混合の促進制御を主題にして、まず、超音速混合層の成長率が圧縮性の影響により強く抑制される機構について考察し、次に、圧縮性の影響が緩和される渦構造として、流れ方向の渦軸をもつ縦渦が有効であることを示した。また、低速の混合層の場合に類似の変曲点不安定性が励起される不安定な構造をもつ縦渦（中空の縦渦）が、超音速、亜音速にかかわらず、混合の促進制御に適した特性をもつことを示した。最近、Naughton, Catafesta と Settles²³⁾は文献 19)の研究をさらに進展させ、スワールによる縦渦成分を噴流に導入することにより連行量が噴流だけの場合に比べ 60% 増になるという実験結果を得ている。しかし、彼等がスワールによって導入した縦渦の構造はランキン渦に近く、いわば安定な縦渦といえる(ただし、スワールによる縦渦成分は噴流とその外の超音速主流の間の混合層において混合に寄与している)。スワールで導入する縦渦を中空の縦渦（ただし、軸まわりの領域における渦度はゼロである必要はなく、軸から離れた位置で渦度が最大値をとる分布であればよい）にすることにより、さらに効果的な混合促進が達成されることが考えられる。このことは低速のスワール技術にもあてはまる重要なポイントである。

筆者らは縦渦を主流中に導入するだけでなく、流路壁上に導入する実験やその縦渦とキャビティ流れを干渉させる実験も開始した。興味深いことに、流路壁上に導入した縦渦は自らの不安定性によって容易に崩壊するようである。キャビティ流れとの干渉によって混合に有利な流れ（500kHz 以上の変動の発生、空間スケールでいえば 1mm 以下の渦運動）が実現されることも捕えられている。この流れ場は、2 次元混合層（キャビティ前縁で剥離した剪断層）と縦渦が干渉する流れ場であり、混合制御の立場から興味深い。この意味では、文献 24) で扱われている 2 次元混合層の複層化によって圧縮性の影響を回避する方法も、縦渦との干渉の観点からさらに詳しく調べる必要がある。また、縦渦に水素が注入されると、それだけでバロクリニクトルクが発生し、混合に有利な流れ場ができることを筆者らは明らかにしている。この流れ場については、現在、数値計算による詳細な研究が行われている。さらに、衝撃波が剪断層に入射すると、剪断層は破裂するかのように小スケール渦に崩壊することが観察されている^{11,13)}。衝撃波（振動する場合を含め）によるこのような渦励起や剪断層の不安定化は先述の（6）にも関連して重要であるが、まだ十分に解明されていない。これらについて研究が進展することを期待している。

スクラムジェットエンジンの超音速燃焼を決定的に支配する問題として、不始動現象がある。これは、燃焼による圧力上昇で流路の境界層が剥離し、その影響が空気取入口まで及び所望の空気流量が確保できなくなる現象であり、このような境界層の剥

離制御を組み込んだ混合・燃焼促進の技術を開発することが急務となっているが，流体力学の基礎の問題としても興味深い．

引用文献

- 1) 鎮西・升田：日本航空宇宙学会誌，35(1987)241-254.
- 2) E.J.Gutmark, K.C.Schadow and K.H.Yu：Annu. Rev.Fluid Mech., 27(1995)375-417.
- 3) D.W. Bogdanoff：AIAA J., 21(1983) 926- 927.
- 4) N.Chinzei, G.Masuya, T.Komuro, A.Murakami and K.Kudou：Phys. Fluids, 29 (1986) 1345-1347.
- 5) D.Papamoschou and A.Roshko：J. Fluid Mech., 197 (1988)453-477.
- 6) N.T.Clemens and M.G.Mungal：AIAA J., 30(1992) 973-981.
- 7) M.Samimy, M.F.Reeder and G.S.Elliott：Phys. Fluids A, 4 (1992) 1251-1258.
- 8) T.L.Jackson and C.E. Grosch：J.Fluid Mech., 208(1989)609-637.
- 9) N.D.Sandham and W.C.Reynolds：AIAA J., 28, No.4(1990) 618-624.
- 10) N.D. Sandham and W.C. Reynolds：J.Fluid Mech., 224 (1991) 133-158.
- 11) 西岡：航空宇宙技術研究所 SP-12(1990)39-42.
- 12) 野村・石井・西岡：航空宇宙技術研究所 SP-16(1991)123-128.
- 13) 西岡・須浪：日本流体力学会誌 14(1995)377-389.
- 14) 須浪・徳永・西岡：航空宇宙技術研究所 SP-28 (1995)32-36.
- 15) 西岡・須浪・上山：日本流体力学会誌 15(1996)35-44.
- 16) 西岡・須浪：日本流体力学会誌 15(1996)45-54.
- 17) 西岡・松岡・辻本・比江島：日本機械学会論文集 (B)63(1997)119-125.
- 18) M.N.Wendt, T.Sunami and M.Nishioka：第7回ラム/スクラムジェットシンポジウム（日本航空宇宙学会北部支部）講演論文集（1997）247-252.
- 19) J.W.Naughton,, L.N.Cattafesta and G.S. Settles：AIAA paper 89-2466 (1989).
- 20) E.M. Fernando and S. Menon：AIAA paper 91-1721(1991).
- 21) G.B. Northam, D.P. Capriotti, C.S. Byington and I.Greenberg：AIAA paper 91-2394 (1991).
- 22) I.A. Waitz, F.E. Marbel and E.E. Zukoski：AIAA paper 91-2265 (1991).
- 23) J.W.Naughton,, L.N.Cattafesta and G.S. Settles：J.Fluid Mech., 330(1997)271-305.
- 24) 西岡・北川・坂上：日本機械学会論文集 (B)63(1997)112-118.
- 25) T. Sunami, M.N. Wendt and M. Nishioka：AIAA paper98-3217(1998).
- 26) 須浪・M.ウエント・西岡・村上・工藤：日本航空宇宙学会誌（2001,投稿中）.